

Диэлектрические спектры мультиферроика YMnO_3 при малом замещении ионами меди

А.В. Назаренко¹, А.В. Павленко^{1,2}, Ю.И. Юрасов^{1,2}

¹ИОНЦ РАН, 344006 Ростов-на-Дону, Россия

e-mail: nazarav@ssc-ras.ru

²Южный федеральный университет, 344006 Ростов-на-Дону, Россия

Методы диэлектрической спектроскопии уже более 40 лет широко применяются для изучения электрофизических свойств объектов и особенностей их реальной структуры. Их развитие в настоящее время является достаточно важной и актуальной задачей.

Манганит иттрия (YMnO_3) является низкотемпературным мультиферроиком с антиферромагнитным переходом при $T_N \approx 80$ К, который имеет высокую температуру Кюри $T_C \approx 900$ К [1, 2]. Интерес к этому объекту, в частности, обусловлен тем, что при комнатной температуре его можно получить как в виде ромбоэдра, так и перовскита. Причем изготовление твердых растворов на основе YMnO_3 помогает фиксировать эти фазы как по отдельности, так в виде морфотропного состояния.

В данной работе представлены результаты исследования диэлектрических свойств твердых растворов $\text{YCu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{O}_3$ при замещении ионами меди в концентрации $x = 0,15$. Легирование двухвалентными элементами часто приводит к частичному изменению валентности марганца, что приводит к возрастанию проводимости и сильной релаксации температурно-частотных зависимостей свойств. Изучать такие сложные дисперсионные диэлектрические спектры с помощью традиционных методов (модели Дебая, Коула-Коула, Девидсона-Коула, Гаврильяка-Негами) практически невозможно. Поэтому для описания была предложена другая модель, базирующаяся на модели Гаврильяка-Негами и позволяющая описать дисперсию комплексной проводимости [3, 4].

$$\gamma^* = \gamma_\infty + \frac{\gamma_s - \gamma_\infty}{(1 + (i\omega\tau)^{1-\alpha})^{1-\alpha}} + \varepsilon''_\infty \omega \varepsilon_0 + i\varepsilon'_\infty \omega \varepsilon_0 \quad (1)$$

где $\gamma^* = \gamma' + i\gamma''$ – комплексная проводимость; γ_s и γ_∞ – значения проводимости при $\omega \rightarrow 0$ и $\omega \rightarrow \infty$ соответственно; ε'_∞ и ε''_∞ – действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости при $\omega \rightarrow \infty$; ε_0 – электрическая постоянная; $\alpha = \frac{kT}{E_a} \ln Q_\infty$ – параметр температурно-частотного распределения диэлектрических потерь (Q_∞ – добротность при $\omega \rightarrow \infty$); τ – наиболее вероятное время релаксации.

Ранее проведенные исследования твердых растворов $\text{YCu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{O}_3$ показали, что малое легирование медью ($x \leq 0,15$) приводит к стабилизации гексагональной фазы, причем $\text{YCu}_{0.15}\text{Mn}_{0.85}\text{O}_3$ образуется практически без примесей [5]. Подробные результаты изучения рентгеноструктурного анализа, а также микроструктуры представлены в [5, 6].

На Рисунке 1 приведены зависимости $\varepsilon'/\varepsilon_0(T)$ и $\text{tg}\delta(T)$ керамики $\text{YCu}_{0.15}\text{Mn}_{0.85}\text{O}_3$ в интервале температур $T = 26-400^\circ\text{C}$ и частотном диапазоне $f = 10^2-10^5$ Гц. Величины построены в логарифмическом масштабе.

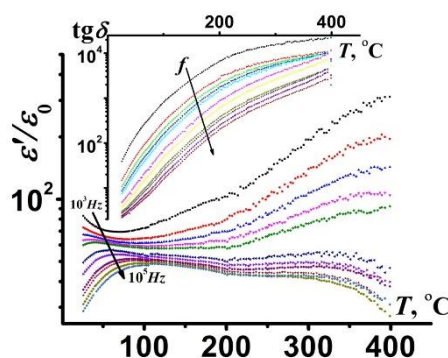


Рисунок 1. Зависимости $\varepsilon'/\varepsilon_0(T)$ и $\text{tg}\delta(T)$ керамики $\text{YCu}_{0.15}\text{Mn}_{0.85}\text{O}_3$ на различных частотах.

При комнатной температуре керамика характеризовалась невысокими значениями относительной диэлектрической проницаемости (40-80) и высоким значением тангенса угла диэлектрических потерь (до 5). При дальнейшем изучении были построены частотные «разрезы» $\varepsilon'/\varepsilon_0(f)$ и $\text{tg}\delta(f)$ при комнатной температуре (Рис. 2а). Далее была проведена обработка с помощью формулы (1). Для этого из экспериментальных данных были рассчитаны значения действительной и мнимой частей комплексной проводимости, а также добротности на высоких частотах ($Q\infty$). При аппроксимации было найдено значение энергии активации E_a , отвечающей модели (1), и рассчитано соответствующее время релаксации (τ).

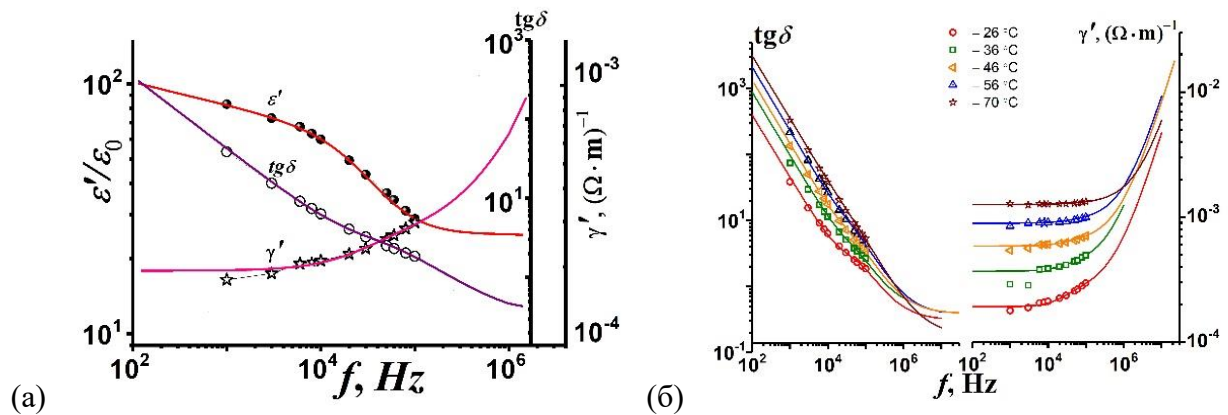


Рисунок 2. Частотные зависимости свойств керамики $\text{YCu}_{0.15}\text{Mn}_{0.85}\text{O}_3$: **а** – $\varepsilon'/\varepsilon_0(f)$, $\gamma'(f)$ и $\text{tg}\delta(f)$ при комнатной температуре; **б** – динамика $\gamma'(f)$ и $\text{tg}\delta(f)$ на различных температурах.

Видно, что модель практически полностью описала полученные экспериментальные точки. Для проверки были построены и обработаны частотные «срезы» на других температурах с получением аналогичных результатов (Рис. 2б). Видно, что с увеличением температуры аппроксимация имела все большую сходимость. Сводные данные используемых экспериментальных и полученных в процессе аппроксимации значений ключевых величин приведены в Таблице 1.

Таблица 1. Экспериментальные и расчетные значения ключевых величин.

T, °C	α	$\tau, 10^{-6} \text{ c}$	$E_a, \text{ эВ}$
26	0,08	5,30	0,364
36	0,07	5,10	0,335
46	0,07	5,00	0,349
56	0,07	4,80	0,383
70	0,14	4,50	0,359

Таким образом можно заключить, что модель (1) описания диэлектрических спектров, записанная для комплексной проводимости может применяться в случае высокопроводящих керамик, например, таких как твердые растворы керамики мультиферроика $\text{YCu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{O}_3$.

1. T. Lonkai, D.G. Tomuta, U. Amann, J. Ihringer, R.W.A. Hendrix, D.M. Tobben, J.A. Mydosh, *Phys. Rev. B* **69**(13), 134108 (2004).
2. Z.J. Huang, Y. Cao, Y.Y. Sun, Y.Y. Xue, C.W. Chu, *Phys. Rev. B* **56**(4), 2623 (1997).
3. Ю.И. Юрасов, А.В. Назаренко, *Наука Юга России* **14**(4), 35 (2018).
4. Y.I. Yurasov, A.V. Nazarenko, *J. Adv. Diel.* **10**(1,2), 2060006 (2020).
5. A.V. Nazarenko, A.V. Pavlenko, K.G. Abdolvakhidov, *Phys. Solid State* **63**(3), 492 (2021).
6. А.В. Назаренко, К.Г. Абдулвахидов, А.В. Павленко, *Наука Юга России* **15**(4), 12 (2019).